Beiträge

zur

Kenntnis der Jonisation

durch

Röntgen- und Kathodenstrahlen.

Inaugural-Dissertation

verfasst und der

Hohen Philosophischen Fakultät

der

Kgl. Bayer. Julius-Maximilians-Universität Würzburg

zur

Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

August Julius Herweg

aus

Helmstedt (Braunschweig).

WÜRZBURG.

Buchdruckerei Franz Staudenraus, vorm. Fleischmann.

1905.

Gedruckt mit Genehmigung der philosophischen Fakultät
der Universität Würzburg.

Referent: **Herr Professor Dr. Wien.**

Meinem lieben Vater

in Dankbarkeit

gewidmet.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41507204_0024

Einleitung.

Die Messungen mit Röntgen- und Kathodenstrahlen sind augenblicklich in ein Stadium eingetreten, das es zweckmässig erscheinen lässt, einige allgemeine Worte über derartige Messungen zu verlieren. Durch eine grosse Anzahl von Arbeiten ist das Gebiet der Röntgen- und Kathodenstrahlen erschlossen, die grossen Effekte, die hier zu erwarten waren sind verhältnismässig leicht gemessen, und es bleiben nur noch kleine Effekte über, deren Messung schwer oder gar unmöglich ist, da sie häufig kleiner sind als die Versuchsfehler, die durch die Inkonstanz der Röhren und andere Nebenumstände, auf die ich unten noch zu sprechen komme, bedingt werden.

Die Röntgenröhre ist ja trotz aller Verbesserungen noch eine sehr inkonstante Strahlenquelle; sie wird härter und härter, die durch die Strahlen bewirkte Ionisation nimmt zunächst zu, erreicht ein Maximum, um schliesslich wieder abzunehmen. Auch die selbsttätige Vakuumregulierung scheint diesen Übelstand nicht ganz zu beseitigen. Ich benutzte bei meinen Messungen eine Röntgenröhre gewöhnlicher Art mit Platinröhrchen zur Regulierung des Vakuums. In der Nähe des Maximums, der durch ihre Strahlen bewirkten Ionisation, zeigte sie eine bemerkenswerte Konstanz, so dass sie für die meisten Versuche ausreichte. Trotzdem musste ich einige Messungen abbrechen, weil die Versuchsfehler grösser wurden als die zu erwartenden Effekte.

Für die Messungen mit Kathodenstrahlen benutzte ich eine Hartgummiröhre in der von Des Coudres angegebenen Form.[1]) Sie wurde von einem Teslatransformator gespeist, dessen Selbstinduktion durch Verwendung von Kupferband in der Primärspule auf ein Minimum gebracht war. Diese Des Coudres'sche Anordnung gibt auch ohne allzu hohes Vakuum in der Kathodenstrahlröhre sehr intensive Strahlung, die vielleicht nicht ganz so konstant ist, wie die einer Lenard'schen Röhre, aber infolge der grösseren Intensität bei meinen Messungen vorzuziehen war.

Neben der Inkonstanz der Strahlung sind besonders noch zwei Fehlerquellen zu berücksichtigen: die Inkonstanz der Nadelladung der meist für diese Messungen benutzten Elektrometer und die des Unterbrechers.

Die Elektrometernadel oder ein Quadrant, wird gewöhnlich an den einen Pol der städtischen Leitung oder einer im Institut vorhandenen grösseren Akkumulatorenbatterie gelegt. Mitunter wird auch eine Trockensäule verwendet. All' diese Mittel sind zu verwerfen. Die Spannung der städtischen Leitung schwankt häufig um 4—5%; mindestens ebensoviel die einer Institutsbatterie, da meistens Elektromotore und andere viel Strom verzehrende Apparate angeschlossen werden. Die Inkonstanz der Trockensäule ist ja bekannt.

Besonders unangenehm sind diese Fehlerquellen dadurch, dass man sie nicht ohne weiteres bemerkt, da der Nullpunkt der Nadel sich nicht mit der Nadelspannung ändert. Eine Kontrolle mit dem Voltmeter nützt auch nur insofern, als man die Schwankungen sieht; fällt die Schwankung in eine Messung, so ist diese natürlich trotzdem nicht zu gebrauchen.

Bei meinen Versuchen wurde zur Ladung der Nadel ein Kasten einer Hochspannungsbatterie benutzt. Die Spannung betrug 80 Volt. Der Kasten wurde jede Nacht ge-

[1]) Wied. Ann. 62. p. 134. Handliche Vorrichtung zur Erzeugung Lenardscher Strahlen und einige Versuche mit solchen Strahlen.

laden, dann etwa 2 Stunden sich selbst überlassen, bis die Überspannung verschwunden war und blieb dann während der Messungen vollständig konstant.

Ganz ähnlich verhält es sich mit dem Unterbrecher des zum Betrieb der Röhren dienenden Induktoriums. Der Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher gilt allgemein als der beste; er ist es aber nur dann, wenn sein Motor an eine ganz konstante Elektrizitätsquelle gelegt werden kann, und dies ist nicht immer der Fall. Ich habe aus diesen Gründen den gewöhnlichen Hammerunterbrecher vorgezogen, bei dessen Verwendung man ausserdem intensivere Strahlen bekommt.

I. Abschnitt.

Abhängigkeit der durch Röntgenstrahlen hervorgerufenen Ionisation von der Temperatur.

Es ist bekannt, dass durch reine Temperaturerhöhung ein Gas nur sehr wenig ionisiert werden kann. Dies ist nachweisbar bis etwa 500°, einer Temperatur, bei der die schwache Rotglut beginnt; oberhalb dieser Temperatur ist es sehr schwierig, oder gar unmöglich, da man das Gas zur Messung der Ionisation in Gefässe einschliessen muss, und diese schon bei Rotglut sehr viel Ionen abgeben.

Für mich kam es darauf an, zu untersuchen, ob sich ein durch Röntgenstrahlen schon ionisiertes Gas sich ebenso verhält, oder ob vielleicht mit steigender Temperatur die Ionisation sich ändert.

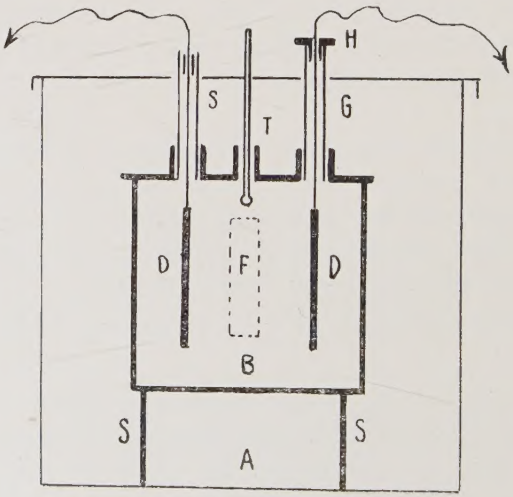


Fig 1.

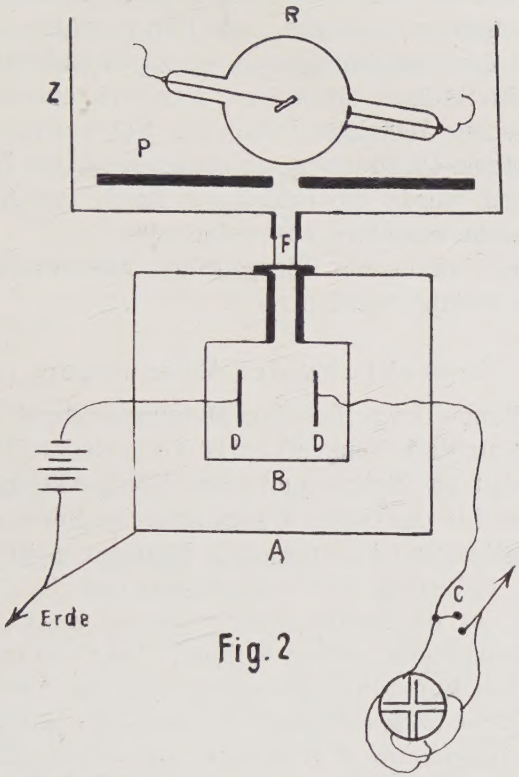


Fig. 2

Fig. 1 gibt einen Vertikalschnitt des Apparates. Fig. 2 den Grundriss des Aufbaues.

Der Apparat bestand aus zwei ineinander befindlichen hartgelöteten Messinggefässen A und B. S und S' sind Stützen. Im Gefäss B, dem eigentlichen Messgefäss, (A diente als Luftbad) befanden sich isoliert durch die Glasröhren G eingeführt die beiden Sonden D und D'. Die mit dem Elektrometer verbundene Sonde D' war durch den Hartgummistopfen H besonders isoliert. Infolge des schlechten Wärmeleitungsvermögens des Glasrohres blieb selbst bei Temperaturen von 400° im Gefäss B die Isolationsfähigkeit des Hartgummistopfens gut. Durch den Tubus T konnte ein Thermometer eingesenkt und vor jeder Messung die Temperatur bestimmt werden. F war ein aufgeschraubtes

Aluminiumfenster, durch das die Röntgenstrahlen in das Gefäss B eintreten konnten. Die Röntgenröhre R befand sich samt dem Induktorium in einem Zinkblechkasten Z. Um seitliche Strahlen abzuhalten, war noch eine mit einem Loch versehene Bleiplatte P vor der Röhre aufgestellt. D' lag mit seinem Quadrantenpaar zunächst an der Erde. Bei der Messung wurde die Erdleitung durch den Kontakt C vom Beobachtungsplatze aus aufgehoben.

Ebenso konnte die Röntgenröhre vom Beobachtungsplatze aus betätigt werden.

Ausführung der Messungen.

Die Sonde D war bei allen Messungen durch eine Akkumulatorenbatterie konstant auf 70 Volt geladen. Es wurden nun zunächst bei Zimmertemperatur Röntgenstrahlen durch das Fenster F in das Gefäss B geschickt. Nachdem sie 10 sec. gewirkt hatten und die Ionisation konstant geworden war, wurde die Erdleitung in C aufgehoben und der Ausschlag gemessen, den das Elektrometer in 20 sec. zeigte, während die Röntgenstrahlen weiter wirkten. Nun wurde das Gefäss A durch Bunsenbrenner erhitzt und die Luft in B auf eine bestimmte höhere Temperatur gebracht. Nachdem Konstanz der Temperatur in B mittelst des eingesenkten Thermometers festgestellt war, wurde dieselbe Messung bei dieser wiederholt.

Die Resultate sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Tabelle 1.

Temperatur	23°	100°	Kontrolle 24°
Ausschlag in 20 sec.	138	112	142
Temperatur	22°	100°	23°
Ausschlag	135	105	127
Temperatur	22°	100°	23°
Ausschlag	117	89	110

In dieser Tabelle ist das Härterwerden der Röntgenröhre noch deutlich zu bemerken, doch ist durch die Kontrollzahlen rechts dieser Übelstand ziemlich ausgeglichen.

Tabelle 2.

Temperatur	20°	209°	Kontrolle 20°
Ausschlag in 20 sec.	86	54	89
Temperatur	20°	300°	22°
Ausschlag	82	42	85
Temperatur	24°	404°	24°
Ausschlag	80	30	66

Die an D angelegte Spannung war 70 Volt +, 70 Volt — ergab gleiche Resultate.

Die Tabellen zeigen, dass mit steigender Temperatur die Ionisation abnimmt. Nun ist hierbei zu bedenken, dass das Gefäss B nicht luftdicht verschlossen ist; die Dichte des Gases nimmt also proportional der steigenden Temperatur ab. Wie nun Rutherford gezeigt hat, ist die Stärke der Ionisation proportional der Dichte des Gases; die Dichte des Gases ist aber umgekehrt proportional der absoluten Temperatur. Was ergeben nun die Zahlen? Ich greife einige heraus. Bei 20° ist die Ionisation = 86 Einheiten, bei 209° = 54. Der Quotient der Ionisierungsstärken ist $\frac{86}{54} = 1{,}6$; der reziproke Quotient der absoluten Temperatur $\frac{482}{293} = 1{,}61$.

Es verhalten sich also in diesem Falle die Ionisierungsstärken umgekehrt wie die absoluten Temperaturen oder direkt wie die Dichten. Dasselbe Resultat ergeben die anderen Zahlen.

Hiermit ist bewiesen, dass die durch Röntgenstrahlen hervorgerufene Ionisation bis 400° von der Temperatur unab-

hängig ist (abgesehen von der Dichteänderung des Gases), zugleich folgt hieraus, dass eine merkliche Wärmetönung die Bildung der Ionen durch Röntgenstrahlen nicht begleitet.

Inzwischen hat Herr Mc. Clung meine Versuche bis etwa 250° bestätigt.

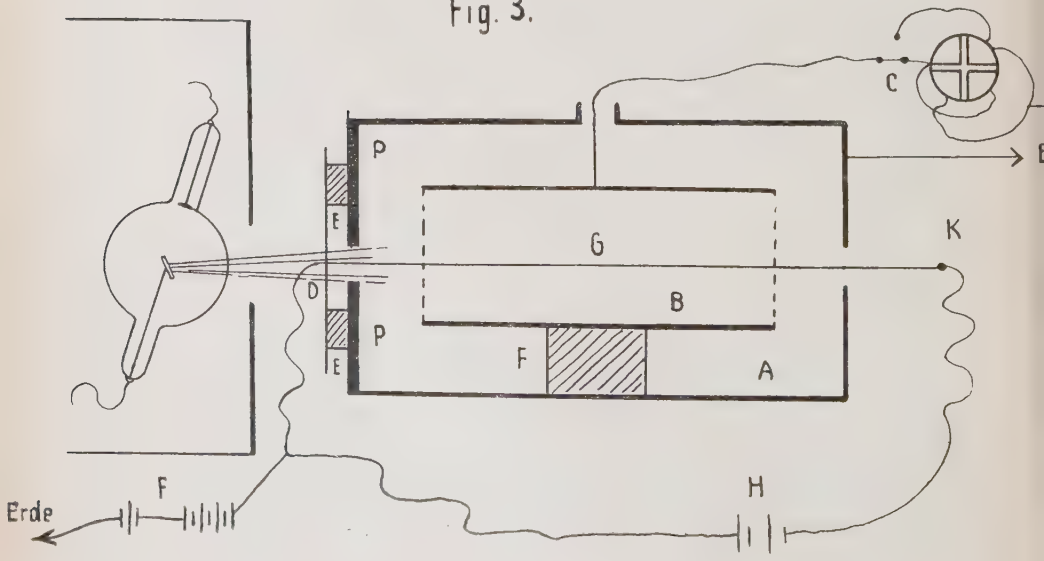
II. Abschnitt.

Gleichzeitige Ionisation durch Röntgenstrahlen und einen glühenden Draht.

Ein sehr hoch erhitztes Gas ist, wie schon erwähnt, sehr wenig ionisiert, bringt man aber einen auch nur schwach glühenden Draht in das Gasinnere, so wächst die Ionisation sofort ganz beträchtlich. Welche Rolle dabei das Metall spielt, ist noch nicht aufgeklärt, man spricht von einer katalytischen Wirkung der Metalloberfläche.

Der nächste Abschnitt behandelt die Frage, ob diese Wirkung der glühenden Metalloberfläche sich ändert, wenn das Gas durch Röntgenstrahlen ionisiert wird.

Fig. 3.



B war ein Metallzylinder, der durch den Hartgummiklotz F isoliert und mit dem einen Quadrantenpaar des Elektrometers in derselben Weise verbunden war, wie im vorigen Abschnitt die Sonde D'. Die Zuleitungen zum Elektrometer waren bei allen Versuchen isoliert in geordneten Metallröhren geführt, um äussere Störungen fernzuhalten. Im Innern des Zylinders B war der Platindraht G gespannt; er wurde einerseits durch die isolierte Klemme K gehalten, anderseits durch das Aluminiumfenster D, das durch den Hartgummiring E von dem Bleidiaphragma P isoliert war. Der Platindraht war samt seinen Zuleitungen und den Akkumulatoren H, die den Strom lieferten, um ihn zum Glühen zu bringen, gut isoliert, so dass das ganze System mittelst der Batterie F auf 70 Volt + oder — geladen werden konnte. A war ein geerdeter Schutzmantel. Die Röntgenröhre befand sich bei allen Versuchen in dem schon erwähnten Blechkasten mit Bleischirm.

Ausführung der Messungen.

Der Draht G wurde durch die Akkumulatoren H zum Glühen gebracht und zugleich auf 70 Volt geladen. Nachdem er 10 sec. geglüht hatte, und die Ionisation in B konstant geworden war, wurde die Erdleitung C aufgehoben und der Ausschlag gemessen, den das Elektrometer in 20 sec. gab. Ebenso wurde der Ausschlag gemessen, wenn G nicht glühte, dafür aber die Röntgenstrahlen die Ionisation bewirkten. G war hierbei natürlich auch auf 70 Volt geladen. Schliesslich wurde der Ausschlag gemessen, wenn beide Ionisatoren gleichzeitg wirkten.

Tabelle 3.

Ausschläge in 20 sec. bei

glühendem Draht allein	Röntgenstrahlen allein	glühendem Draht + Röntgenstrahlen
90	103	210
100	112	215
100	95	185

Ob der Draht stark oder schwach glühte, änderte nichts am Resultat. Ein ganz schwach glühender Draht gab folgende Werte:

Tabelle 4.

Ausschläge in 20 sec.

schwach glühender Draht allein	Röntgenstrahlen allein	glühender Draht + Röntgenstrahlen
1 mm	133	127
1 „	100	100
1 „	65	62
3 „	58	60

Die Zahlen zeigen eine einfache Superposition der Ionisationen durch Röntgenstrahlen und glühenden Draht. Die katalytische Wirkung der glühenden Metalloberfläche ist dieselbe in Röntgenluft, wie in nicht ionisierter.

III. Abschnitt.

Einwirkung der Röntgen- und Kathodenstrahlen auf das Eintreten der Glimmentladung.

Schon lange war die Einwirkung von ultraviolettem Licht auf eine Funkenstrecke bekannt. Man wusste, dass eine Funkenstrecke leichter anspricht, wenn man sie mit diesem Licht bestrahlt. Eingehender wurde diese Tatsache erst im Jahre 1900 von Swyngedauw und Warburg untersucht. Swyngedauw stand auf dem Standpunkte, dass die ultravioletten Strahlen eine Herabsetzung des Funkenpotentials bewirkten, Warburg verneinte dies. Er vertrat fest die Ansicht, dass die Bestrahlung nur eine Aufhebung der Verzögerung, keine Herabsetzung des Funkenpotentials zur Folge hätte. Es bezieht sich dies auf die Versuche, bei denen das Potential zwischen den Kugeln der Funkenstrecke langsam bis zum Funkenpotential erhöht wurde.[1]) Die Spannung wurde bei den Versuchen

[1]) Ann. d. Ph. 1901. 5. p. 811.

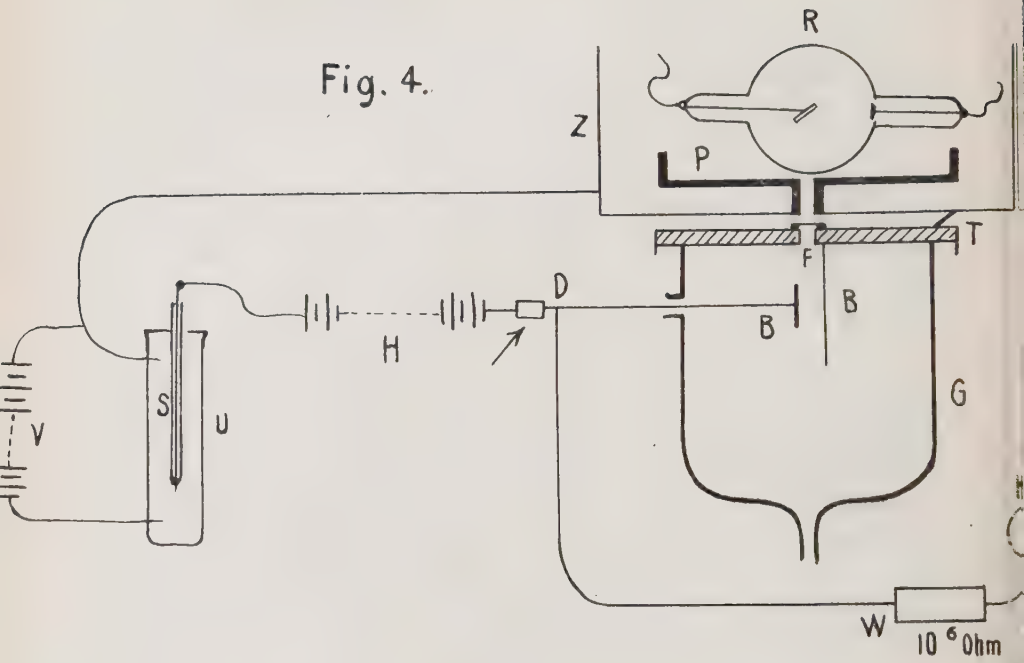
von Warburg mittelst eines Braun'schen Elektrometers gemessen. Später hat Starke die Warburg'schen Versuche mit Röntgenstrahlen wiederholt und ist zu demselben Resultat gekommen wie dieser. Auch die Einwirkung der Röntgenstrahlen auf das Eintreten der Glimmentladung in Geissler'schen Röhren war eine bekannte Tatsache. Quantitative Versuche existieren aber hierüber, soviel ich weiss, nicht, und die Frage, ob es sich bei diesen Erscheinungen um eine Aufhebung der Verzögerung oder eine Herabsetzung des Entladepotentials handelt, war zur Zeit noch offen.

Im Folgenden möchte ich nun einige Versuche beschreiben, die mir dafür zu sprechen scheinen, dass das Entladepotential durch Röntgen- und Kathodenstrahlen wenigstens bei Glimmentladung herabgesetzt wird.

Ein Vergleich mit den Warburg'schen Versuchen erscheint aber nicht ohne weiteres zulässig, weil diese in Luft von gewöhnlichem Druck vorgenommen wurden, und der Unterschied zwischen Entladespannung und der Spannung bei stationärem Strom klein ist.

Das Entladungsgefäss war eine grosse Luftpumpenglocke G. Ich wählte ein derartiges Gefäss, um von Wandladungen frei zu sein. Die Elektroden, zwischen denen die Glimmentladung auftrat, waren B' und B. Die Spannung lieferte ein Hochspannungsakkumulator H mit Unterabteilungen von 40 zu 40 Volt. Da mir diese Intervalle zu gross waren, musste ich noch eine Vorrichtung haben, um beliebige Spannungen schalten zu können. Dies leistete der Kupfersulfatwiderstand U. An seinen beiden Enden lagen die Pole einer 70 Volt Batterie; der verschiebbare Stab S gestattete nun, von 0 bis 70 Volt der Hochspannungsbatterie zuzuschalten. Die Spannung an B' wurde mittelst des Kohlrausch'schen Galvanometers K gemessen, dem 10^6 Ohm Widerstand vorgeschaltet war. Das Galvanometer gab bis etwa 400 mm der Stromstärke proportionale Ausschläge. Ich aichte es vor jedem Versuche mit 70 Volt, um von einer eventuellen langsamen Änderung des Graphitwiderstandes W unabhängig zu sein. Der Kupfersulfat-

Fig. 4.



widerstand A war zwischengeschaltet, um eine zu grosse Stromstärke bei der Glimmentladung zu vermeiden.

Erdleitungen waren bei diesen Versuchen vermieden; als Erde diente der Zinkkasten Z. Diese Anordnung halte ich für sehr praktisch, da einmal Kurzschlüsse der Batterien vermieden werden, und zweitens elektrische Schwingungen fortfallen, die fast stets in den Erdleitungen eines Instituts vorkommen, in dem viel mit Induktorien gearbeitet wird. Die Röntgenröhre war wieder, wie bei den früheren Versuchen in den Blechkasten Z eingeschlossen; seitliche Strahlen wurden durch den Bleischirm P abgehalten, so dass nur ein schmales Bündel durch das mit Aluminium bedeckte Fenster im Luftpumpenteller T zwischen die Platten B und B' gelangen konnte. Die Röntgenröhre, sowie Erhöhung der Spannung konnte vom Beobachtungsplatze aus betätigt werden. Zum Auspumpen des grossen Volums G (etwa 10 Liter) wurde eine Geryk'sche Oelpumpe verwendet.

Sie erzielte in verhältnismässig kurzer Zeit Vakua bis etwa $^1/_{100}$ mm Hg. Der Druck in G konnte mittelst eines Vakuummeters von Müller-Uri gemessen werden.

Ausführung der Messungen.

Zunächst wurde die Glocke G bis zu einem gewissen Druck evakuiert und dieser gemessen. Dann wurde die Spannung in B' erhöht und durch einen Vorversuch ermittelt, bei welcher Spannung ungefähr die Glimmentladung eintrat. Nachdem diese eingetreten, wurde die Spannung an B' unter die Minimalspannung erniedrigt, so dass die Glimmentladung aufhörte, dann aber wieder gesteigert bis auf einige Volt unter der roh bestimmten Entladespannung. Diese Spannung blieb dann stets während der Pausen zwischen den Messungen an B' liegen. Zur genauen Bestimmung der Entladespannung wurde dann das Potential an B' ganz langsam erhöht bis Glimmentladung eintrat. Das Eintreten der Glimmentladung konnte ich bei der Ablesung der Spannung am Galvanometer zugleich mit beobachten. Es sank nämlich beim Einsetzen der Entladung das Potential in D so stark, dass das Galvanometer einen stossweisen Rückgang um einige Centimeter zeigte. Dadurch, dass an B' fortwährend eine Spannung lag, die nur wenige Volt kleiner war als die Entladespannung, wurde die Hauptursache des Entladeverzugs, der Ionenmangel zwischen den Elektroden, vermieden und die Entladespannung konnte mit grosser Schärfe festgestellt werden.

Nachdem dies geschehen, wurden Röntgenstrahlen zwischen die Elektroden geschickt. Gewöhnlich liess ich sie erst 20 sec. wirken und bestimmte dann die Entladespannung genau wie früher.

Die beiden nächsten Tabellen zeigen Messungen, die bei einem Druck von ungefähr 0,4 mm Hg ausgeführt wurden. Die Entladespannung ist verschieden, je nachdem man B' + oder − läd. Dies erklärt sich aus der Unsymmetrie der Platten.

Tabelle 5.

Spannung an B' +

Druck	Entladespannung:	
	ohne Röntgenstrahlen	mit Röntgenstrahlen
0,36 mm	520 Volt	516 Volt
	522 „	516 „
	522 „	516 „

Tabelle 6.

Spannung an B' —

Druck	Entladespannung:	
	ohne Röntgenstrahlen	mit Röntgenstrahlen
0,43 mm	450 Volt	444 Volt
	447 „	444 „
	450 „	446 „
	452 „	446 „
	453 „	448 „
	456 „	448 „

Die Zahlen zeigen eine Erniedrigung der Spannung um etwa 5 Volt, also ungefähr 1%.

Die nächste Tabelle gibt die Entladespannungen mit und ohne Röntgenstrahlen bei verschiedenen Drucken. Es wurden hier jedesmal 3 Beobachtungen unter denselben Verhältnissen gemacht:

Tabelle 7.

Druck mm	Entladespannung: Volt.						
	ohne Röntgenstr.			mit Röntgenstrahlen			Erniedrigung (Mittel)
0,93	520	519	520	510	511	511	9
0,70	501	502	503	495	495	499	7
0,48	500	500	498	491	495	495	6
0,31	504	503	508	496	500	501	6
0,16	550	551	549	546	545	544	5

Eine negative Spannung an B' zeigt keine wesentliche Unterschiede.

Wie man aus den Zahlen sieht, liegt bei etwa 0,5 mm Hg ein Minimum der Entladespannung sowohl mit wie ohne Röntgenstrahlen. Dieses Minimum ist durch die Dimensionen der Röhre bestimmt. Ferner ist zu bemerken, dass die Erniedrigung der Entladespannung mit dem Gasdruck abnimmt. Trägt man Entladespannungen und Drucke als Ordinaten und Abscissen in ein Koordinatensystem ein, so erhält man die in Tafel 1 gezeichneten Kurven.

Für Versuche mit Kathodenstrahlen war der oben beschriebene Apparat nicht recht zu gebrauchen. Ich konstruierte daher einen neuen, der es ermöglichte, Röntgen- und Kathodenstrahlröhre ohne allzugrosse Schwierigkeiten miteinander zu vertauschen.

Er bestand aus einer etwa 10 cm im Durchmesser haltenden Glaskugel A, die innen versilbert war, um statische Ladungen zu vermeiden.

Die Elektroden E und E' waren mit Siegellack isoliert eingekittet. Das Ansatzrohr G diente zum Evakuieren. Auf einen seitlichen Tubus von 3 cm Durchmesser war die Metallkapsel B ebenfalls mit Siegellack aufgekittet.

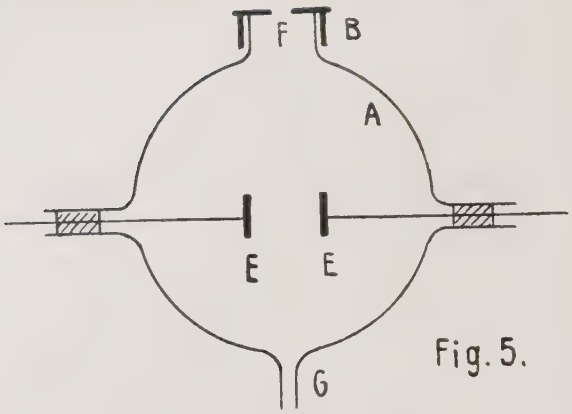


Fig. 5.

B hatte in der Mitte eine 1 cm weite Öffnung F. Bei Versuchen mit Röntgenstrahlen wurde das Fenster F durch ein Aluminiumblech von etwa 0,1 mm Stärke geschlossen und die Röntgenröhre wie früher geschützt in dem Zinkblechkasten aufgestellt. Bei Versuchen mit Kathodenstrahlen wurde das Aluminiumblech vom Fenster F entfernt und die Des Coudres'sche Kathodenstrahlröhre direkt mit Marineleim luftdicht aufgekittet. Das Fenster der Kathodenstrahlröhre hatte ungefähr eine Dicke von 0,006 mm.

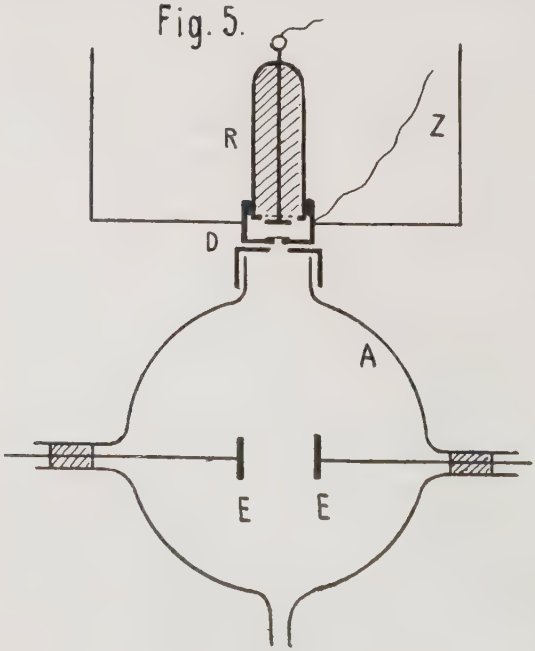


Fig. 5.

Den Aufbau mit der Kathodenstrahlröhre zeigt Fig. 5.

Der zum Betriebe der Des Coudres'schen Röhre R dienen-

de Teslatransformator befand sich auch in dem Zinkkasten Z. Die Metallkapsel D, die die Anode der Röhre bildet, passte genau durch ein Loch in dem Blechkasten Z. Auf diese Weise waren elektrische Schwingungen von dem Aussenraum vollständig ferngehalten.

Dieser neue Apparat lieferte nun zunächst vollkommen negative Resultate; eine Erniedrigung des Entladepotentials war bei dieser Anordnung nicht mit Sicherheit festzustellen.

Ich erkläre dieses Ergebnis folgendermassen: Der Durchmesser der Elektroden E und E' war bei dem beschriebenen Apparate klein; er betrug etwas über 1 cm. Wie nun spätere Versuche beweisen, ist die Erniedrigung des Entladepotentials abhängig von der Anzahl der Ionen, die sekundär zwischen den Elektroden E und E' gebildet werden. Zwischen E und E' sind um so weniger Ionen vorhanden, je kleiner die Elektroden sind. In unserem Falle sind so wenig dazwischen, dass eine Erniedrigung nicht mehr nachzuweisen ist. Man erhält wieder eine Erniedrigung des Potentials, wenn man die Ionisation beträchtlich steigert. Mit der Röntgenröhre ist dies nicht zu erreichen, wohl aber mit der Kathodenstrahlröhre und zwar dadurch, dass man in das Aluminiumfenster ein feines Loch bohrt; die Ionisation, die man nun bekommt, beträgt mindestens das hundertfache der früheren. Dementsprechend ist jetzt auch eine beträchtliche Erniedrigung des Potentials zu verzeichnen. Der Druck in der Kathodenstrahlröhre und der Kugel A muss natürlich bei diesen Messungen derselbe sein. Die nachstehende Tabelle gibt die Erniedrigung bei einem Druck von 0,4 mm.

Tabelle 8.

Druck	Entladespannung:					
	ohne Kathodenstrahlen			mit Kathodenstrahlen		
0,4 mm	671	673	673	538	530	534

Einige Tage später erhielt ich bei einem Druck von 0,44 mm Hg folgende Erniedrigungen:

Tabelle 9.

Druck	Entladespannung:					
	ohne Kathodenstrahlen			mit Kathodenstrahlen		
0,44 mm	557	562	562	417	422	417

Die Glimmentladung, die bei 417 Volt eintrat, war sehr lichtschwach; es zeigte sich dann auch, dass man es hier mit keiner selbständigen Strömung mehr zu tun hatte. Die Glimmentladung verschwand, sobald die Kathodenstrahlen unterbrochen wurden. Gerade dieser Punkt scheint mir ein Hauptmoment in der Beweisführung, dass es sich bei all' diesen Versuchen nicht um eine Aufhebung der Verzögerung, sondern tatsächlich um eine Erniedrigung der Entladespannung handelt.

Wie schon erwähnt, war mit Röntgenstrahlen und den von einem 0,006 mm dicken Aluminiumblättchen durchgelassenen Kathodenstrahlen in dem oben beschriebenen Apparate eine Erniedrigung der Entladespannung nicht nachzuweisen. Ich habe auch schon eine Erklärung dieses negativen Resultates versucht. Zum Beweis dieser Erklärung, und um vergleichende Messungen mit Röntgen- und Kathodenstrahlen ausführen zu können, konstruierte ich einen neuen Apparat mit grösseren Elektroden. Das zu evakuierende Gefäss A war aus 2 mm dickem Messingblech gefertigt. Es war ge-

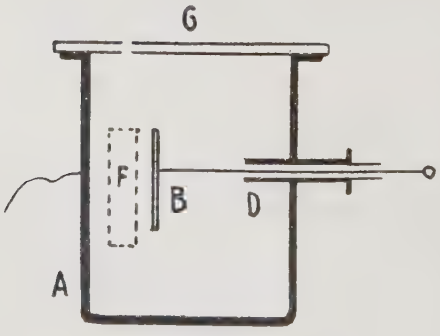


Fig. 6.

schlossen durch die 4 mm dicke Glasplatte G, um die Vorgänge im Innern beobachten zu können. Die Elektrode B von etwa 5 cm Seitenlänge, war isoliert durch das mit Siegellack eingekittete Glasrohr D eingeführt; als andere Elektrode diente die gegenüberliegende Wand des Messinggefässes A. Der Abstand zwischen A und B betrug etwa 3 cm. Durch das Fenster F konnten die Strahlen zwischen die Elektroden gelangen. Bei Versuchen mit Röntgenstrahlen war F durch ein Aluminiumblech geschlossen, bei den mit Kathodenstrahlen wurde die Kathodenstrahlröhre direkt an das offene Fenster F mit Marineleim angekittet. Ferner hatte ich noch eine Einrichtung getroffen, um die durch die Strahlen bewirkten Ionisationen, der Grössenordnung nach wenigstens, vergleichen zu können. Zu diesem Zweck wurde B mit einem Exner'schen Elektrometer verbunden, dieses auf eine bestimmte Potentialdifferenz geladen und der Rückgang beobachtet, den das Instrument in einer gewissen Zeit anzeigte, einmal, wenn Röntgenstrahlen wirkten, das andere Mal, wenn die Kathodenstrahlen einfielen. Da die Kapazität des Elektrometers sich zu klein erwies, wurde ein passender Luftkondensator parallel geschaltet. Ich muss hier gleich bemerken, dass eine Vergleichung der beiden Ionisatoren streng nicht möglich ist; denn im Fall der Röntgenstrahlen bekommt man gleichviel negative und positive Ionen zwischen den Elektroden, im Fall der Kathodenstrahlen hat man, wenigstens bei niederen Drucken, einen Überschuss an negativen Elektronen im Gase.

Die an B angelegte Spannung war bei den folgenden Versuchen negativ, ebenso wurde das Elektrometer zur Messung der Ionisation stets negativ geladen.

Bei einem Druck von $^1/_2$ mm Hg erhielt ich eine Erniedrigung von 3—4 Volt, bei 2 mm Hg eine solche von 12—14 Volt. Auch hier zeigt sich wieder die Abhängigkeit der Einwirkung vom Druck.

Die Zahlen bei 2 mm Druck mit den zugehörigen Ionisierungsstärken für Röntgen- und Kathodenstrahlen sind

in der folgenden Tabelle aufgestellt. Die Ionisierungsstärken sind ausgedrückt in Teilstrichen, um die das Elektrometer zurückging, wenn die Strahlen 10 sec. wirkten.

Tabelle 10.

Röntgenstrahlen.

Druck	Ionisierungsstärke	Entladespannung:	
		ohne Röntgenstrahlen	mit Röntgenstrahlen
2 mm	5	618	604
		620	606
		616	606
		616	606
		612	606
		620	608

Tabelle 11.

Kathodenstrahlen (am andern Tage)

Druck	Ionisierungsstärke	Entladespannung:	
		ohne Röntgenstrahlen	mit Röntgenstrahlen
2 mm	8,5	551	541
		549?	551
		559	553
		563	551
		563	551

Die niedrigere Entladespannung in der unteren Tabelle ist durch eine Änderung des Luftgemisches in dem nicht

ganz dichten Messgefäss zu erklären. Ebenso erklärt sich das Wachsen der Entladespannung in den einzelnen Kolonnen durch diese Undichtigkeit und der damit verbundenen Zunahme des Druckes. Der Grössenordnung nach stimmen die Ionisierungsstärken und Spannungserniedrigungen überein; von weiteren Versuchen in dieser Richtung habe ich abgesehen, da eine Vergleichung der Ionisationen durch Röntgen- und Kathodenstrahlen aus dem oben angeführten Grunde nicht möglich ist.

Zusammenfassung der Resultate dieses Abschnittes.

Sowohl Röntgen- als Kathodenstrahlen bewirken eine Herabsetzung der Entladespannung der Glimmentladung. Die Wirkung der Strahlen ist abhängig vom Volum zwischen den Elektroden und vom Druck. Mit zunehmendem Volum und wachsendem Druck wird die Wirkung grösser.

Theorie: Es liege zwischen zwei Elektroden in einem verdünnten Gase eine Spannungsdifferenz, ohne dass eine selbständige Strömung (Glimmentladung) zwischen ihnen übergehe. Das elektrische Feld hat dann eine ganz bestimmte statische Form, die von den Dimensionen der Elektroden und der Entladeröhre abhängig ist. Vergrössert man die Potentialdifferenz, so tritt Glimmentladung ein, wenn an der Entladeelektrode auf der mittleren freien Weglänge der Spannungsabfall gleich der Ionisierungsspannung des positiven Ions ist. Bringt man nun, solange das Feld noch statisch ist, also vor dem Eintreten der Glimmentladung, durch irgend einen fremden Ionisator positive und negative Ionen zwischen die Elektroden, so wird die Feldform je nach der Anzahl der vorhandenen Ionen geändert; das statische Feld geht mehr oder weniger in ein dynamisches über. Zwischen den Elektroden findet infolge der Ionisation eine Konzentration der elektrischen Kraftlinien statt, der Spannungsabfall wird grösser. Im letzteren Falle wird also die Ionisierungsspannung des positiven Ions leichter erreicht und die Glimmentladung tritt bei

einer niedrigeren Potentialdifferenz zwischen den Elektroden ein.

Die Erniedrigung ist natürlich um so grösser, je mehr Ionen man sekundär zwischen die Elektroden bringt. Theoretisch muss es hiernach möglich sein durch sehr starke sekundäre Ionisation die Entladespannunng bis zur Minimalspannung herabzumindern. Praktisch habe ich dies annähernd erreicht bei dem Versuch mit der Kathodenstrahlröhre, deren Fenster durchbohrt war. Hier war die Entladespannung ohne Kathodenstrahlen 561 Volt mit Kathodenstrahlen 419 Volt und die Minimalspannung etwa 380 Volt.

IV. Abschnitt.

Versuche zur Klärung der Frage, ob bei der Ionisation durch Röntgenstrahlen primär Elektronen entstehen.

Giltigkeitsbereich des Ohm'schen Gesetzes.

Ueber die Ionisation eines Gases ist folgende Hypothese aufgestellt. Man denkt sich das neutrale Molekül aufgebaut aus gleichviel positiven und negativen elektrischen Teilchen, den Elektronen. Die Wirkung eines Ionisators soll nun darauf beruhen, dass ein negatives Elektron vom neutralen Molekül losgetrennt wird, dieses bleibt alsdann positiv zurück. An das freie Elektron lagern sich nun bei Atmosphärendruck sofort infolge wechselseitiger Anziehung ein oder mehrere neutrale Moleküle an und bilden so ein negatives Ion, das von derselben Grössenordnung ist wie das positive.

Viele Messungen, wie die über den Sättigungsstrom, die spezifischen Ionengeschwindigkeiten und die Diffusion der Ionen, die bei Drucken von Atmosphärendruck bis zu etwa 10 mm gemacht sind, setzen dieselbe Grössenordnung der positiven und negativen Ionen voraus.

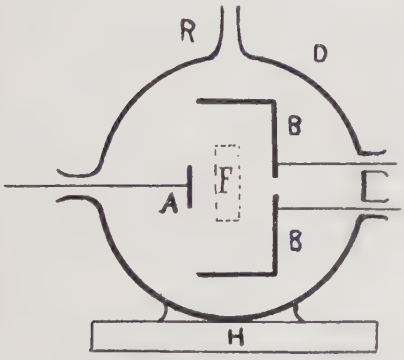
Dasselbe gilt für das Ohm'sche Gesetz.

Die folgenden Versuche bezwecken einen Beweis der Hypothese zu erbringen und die Grenzen des Ohm'schen Gesetzes, wenigstens angenähert, festzulegen.

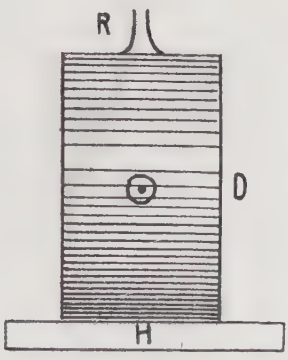
A. Messung unselbständiger Ströme in einem ionisierten Gase bei niedrigen Drucken.

Der Begriff der unselbständigen Strömung ist ja bekannt, ich will hier nur bemerken, dass ich als Ionisator, wie bei den früheren Versuchen, Röntgenstrahlen verwandte.

Der benutzte Apparat war eigentlich für spätere Versuche konstruiert, liess sich aber für diese Messungen sehr gut verwenden.



a. Fig. 7.



b. Fig. 7.

Fig. 7 a gibt eine Vorder-, b eine Seitenansicht.

D war eine Dose aus 2 mm dickem Messingblech von 5 cm Höhe und 10 cm Durchmesser. Durch das Ansatzrohr R konnte das Gefäss evakuiert werden. Die Elektrode A war von quadratischer Form, die Seitenlänge betrug 0,9 cm. Form und Grössenverhältnisse der Eektroden B und B' ergeben sich aus der Figur. Die drei Elektroden waren mittelst Siegellack isoliert und luftdicht eingekittet. In der einen ebenen Wand des Blechgefässes befand sich das Aluminiumfenster F, durch das die Röntgenstrahlen einfallen konnten.

Wichtig für die Erklärung der gemessenen Zahlen ist der Umstand, dass das Fenster F nicht ganz symmetrisch zwischen den Elektroden A und B lag. Der Abstand zwischen A und der linken Seite des Fensters betrug 0,7 cm, zwischen B und der rechten Seite 1 cm. Die fertige Dose war auf ein Holzbrett H aufgeschraubt. Für die Form und Anzahl der Elektroden waren spätere Versuche, die mit dem Apparat angestellt werden sollten, bestimmend; für die nächsten Messungen wurden B und B' mit einander verbunden, so dass sie eine Elektrode bildeten und diese an ein Quadrantenpaar eines Dolezalek'schen Elektrometers gelegt.

Ausführung der Messungen.

D wurde bis zu einem bestimmten Druck evakuiert, A auf ein bekanntes Potential geladen, während die Elektrode BB' zunächst mit seinem Quadrantenpaar an Erde lag. Nachdem 10 sec. Röntgenstrahlen gewirkt, wurde die Erdleitung aufgehoben und der Ausschlag gemessen, der innerhalb 20 sec., in denen die Strahlen weiter wirkten, sich ergab. Die Versuche wurden mit verschiedenen positiven und negativen Spannungen an A ausgeführt, die gewonnenen Zahlen sind in den folgenden beiden Tabellen zusammengestellt.

Tabelle 12. Druck 6 mm.

Spannung + (Volt)	Elektrometer-Ausschlag	Spannung — (Volt)	Elektrometer-Ausschlag
4	22	4	61
8	34	8	67
16	38	16	68
24	41	24	70
32	43	32	71
40	46	40	70
48	48	48	67
56	49	56	70
60	48	64	69
64	50		

Tabelle 13. Druck 0,9 mm.

Spannung + (Volt)	Elektrometer-Ausschlag	Spannung — (Volt)	Elektrometer-Ausschlag
2	3	2	12
10	5	10	13
20	6	20	12
30	7	30	13
40	7	40	12
60	9	60	12
80	12	80	12
100	15	100	13
120	18	120	13
140	26	140	13
		200	12
		250	15

Ein Blick in die Tabellen zeigt, dass bei 6 mm Druck die durch den Elektrometerausschlag gemessene Stromstärke bei + Spannung an A stets kleiner ist als bei — Spannung. Dieselbe Erscheinung zeigt bei niedrigen Spannungen Tabelle 13, doch ist hier von 100 Volt + an die Stromstärke grösser als bei — Spannung an A.

Das erste Messresultat, die geringere Stromstärke bei + Spannung an A lässt sich berechnen aus den Gleichungen, die J. J. Thomson in seiner mathematischen Theorie der Elektrizitätsleitung durch ionisierte Gase[1]) aufgestellt hat. Es handelt sich hier um den speziellen Fall, dass eine Schicht ionisierten Gases zwischen zwei Platten in einer Entfernung l_1 von der positiven und l_2 von der negativen Platte liegt. Dieser Fall liegt hier offenbar vor, wie ein Blick auf Fig. 7 a zeigt. Die Breite der ionisierten Schicht ist durch die Breite des Fensters F gegeben, die Abstände l_1 und l_2 der Schicht von den Platten beträgt, wie schon gesagt 0,7 bezw. 1 cm.

[1]) J. J. Thomson „Conduction of Electricity through Gases“ pag. 76.

Die Formel, die Thomson in diesem Fall für die Stromstärke findet, lautet

1. $$V = \frac{2}{3}\sqrt{8\pi i}\left\{\frac{l_1^{\frac{3}{2}}}{R_2^{\frac{1}{2}}} + \frac{l_2^{\frac{3}{2}}}{R_1^{\frac{1}{2}}}\right\}$$

Hierin bedeutet V die Potentialdifferenz zwischen den Platten, l_1 die Entfernung der Schicht von der positiven und l_2 von der negativen Platte, R_1 und R_2 sind die entsprechenden Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen.

Diese Formel will ich nun dazu benutzen um einen Aufschluss über die Geschwindigkeiten der beiden Ionenarten zu bekommen. Nehmen wir zunächst an, die beiden Ionengeschwindigkeiten seien nicht sehr von einander verschieden, etwa so wie bei den gewöhnlichen Luftionen.

Bestimmt man nun aus der Formel i einmal für den Fall, dass A positive Spannung erhält, also $l_1 = 0{,}7$, $l_2 = 1$ ist und dann für den Fall, dass A negativ geladen, also $l_1 = 1$, $l_2 = 0{,}7$ ist, so findet man, wie die Formel ohne weiteres zeigt, i im ersten Fall nur um einen geringen Bruchteil kleiner als im zweiten. Meine Zahlen ergeben aber, wenigstens für niedere Spannungen eine 3—4fach kleinere Stromstärke bei positiver Spannung an A. Wir wollen nun annehmen, dass die Geschwindigkeit R_2 der negativen Teilchen sehr gross ist gegen die der positiven.

In unserer Gleichung ist dann das Glied mit R_2 zu vernachlässigen und es bleibt

2. $$V = \frac{2}{3}\sqrt{8\pi i}\,\frac{l_2^{\frac{3}{2}}}{R_1^{\frac{1}{2}}}$$

und

3. $$i_p = \frac{9\,V^2 R_1}{32\,\pi\, l_2^3}$$

Diese Gleichung gilt für den Fall, dass A positiv geladen ist.

Für den andern Fall gilt

4. $$i_n = \frac{9\,V^2 R_1}{32\,\pi l_1^3}$$

Aus 3. und 4. folgt

5. $$\frac{i_p}{i_n} = \frac{l_1^3}{l_2^3}$$

Setzen wir die Werte für l_1 und l_2 ein, so ergibt sich

$$\frac{i_p}{i_n} = \frac{0{,}7^3}{1^3} = \frac{0{,}34}{1} = \frac{1}{3}.$$

Hiernach verhält sich der Strom bei positiver Spannung an A zu dem bei gleicher negativer annähernd wie 1 zu 3 und dieses Resultat stimmt ganz gut mit den ersten experimentellen Daten der Tabellen 12 und 13 überein.

Dass die Berechnung für die dann folgenden Zahlen nicht mehr zutrifft, hat seinen Grund in der beschränkten Anwendbarkeit der Thomson'schen Formel. Dieselbe gilt nämlich nur für den Fall, dass die Ströme nicht gesättigt sind. Der Umstand, dass mit höheren Spannungen nach Tabelle 13 die Stromstärke grösser ist, wenn A positiv geladen ist, ist einfach zu erklären. Die Elektroden A und B sind sehr verschieden gross. Wir betrachten Tabelle 13. Bei dem dort verwendeten Druck von 0,9 mm Hg werden bei 100 Volt Spannungsdifferenz schon neue Ionen durch Ionenstoss gebildet. Die Anzahl der durch Stoss gebildeten Ionen ist aber abhängig von der Grösse der negativen Elektrode. Ist A positiv, so ist die grössere Elektrode B negativ, und die Anzahl der durch Stoss gebildeten Ionen ist grösser, als wenn die kleinere Elektrode A negativ ist. Hiermit scheint mir die grössere Stromstärke, falls A positiv ist, in dem Gebiete, wo Ionenstoss stattfindet, erklärt.

Die Berechnung aus der Thomson'schen Formel spricht nun dafür, dass man es bei diesen Versuchen mit negativen Teilchen zu tun hat, deren Geschwindigkeit ganz beträchtlich grösser ist, als die der positiven.

Über die Grössenordnung dieser negativen Teilchen konnte ich zunächst noch nichts bestimmtes aussagen. Es war zwar zu vermuten, dass es der anfangs erwähnten Hypothese nach Elektronen seien, doch fehlte dafür ein Beweis.

Um hierüber Aufschluss zu gewinnen, brachte ich die Blechdose derart zwischen die Pole eines Elektromagneten, dass die magnetischen Kraftlinien senkrecht zu den elektrischen standen. Bei einigen orientierenden Messungen ergaben sich zunächst starke Störungen durch die Einwirkungen des Magnetfeldes auf die Röntgenröhre. Die Kathodenstrahlen in der Röntgenröhre wurden abgelenkt, trafen die Antikathode nur teilweise oder gar nicht mehr und die Wirkung der Strahlen hörte auf. Diese Störungen wurden durch eine quadratische Panzerplatte aus weichem Eisen von 75 cm Seitenlänge und 4 cm Dicke vermieden. In der Mitte hatte die Platte ein 2 cm weites Loch, das den Röntgenstrahlen den Durchschritt gestattete. Wie Messungen der durch die Strahlen hervorgerufenen Ionisation zeigten, war nun eine Beeinflussung nicht mehr zu konstatieren.

Der Aufbau ist aus Fig. 8 a und b zu ersehen:

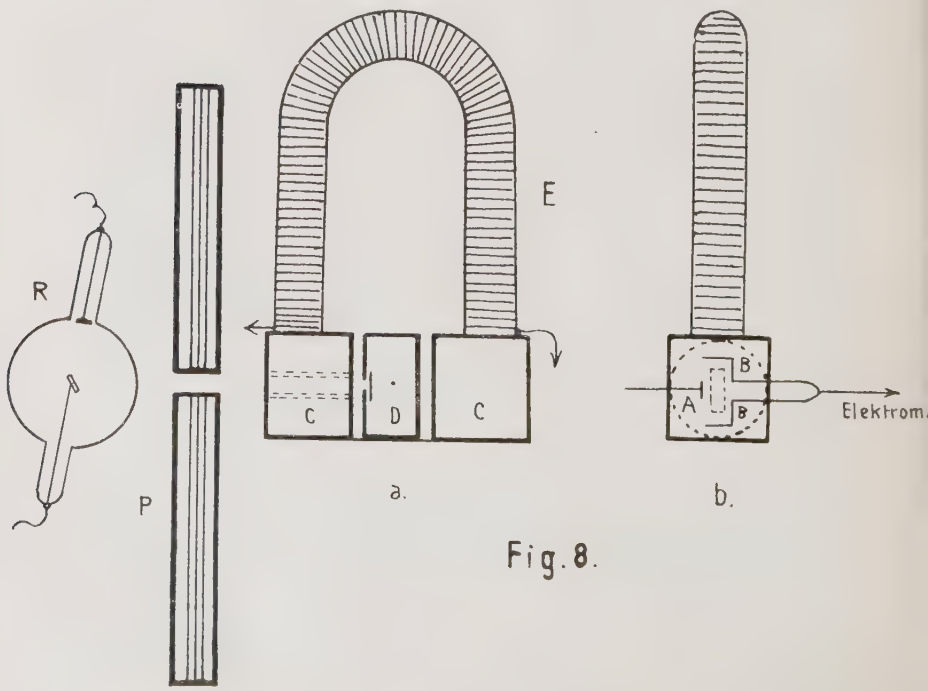


Fig. 8.

E ist der mit den Polschuhen C und C' versehene. Elektromagnet, P die eiserne Schutzplatte, D die Metalldose.

Der Polschuh C war für die Röntgenstrahlen durchbohrt. Die Grössenverhältnisse sind aus der Figur nach dem Gefäss D abzumessen, das 10 cm Durchmesser hatte.

Bei den nächsten Messungen wurde wieder der Gesamtstrom untersucht d. h. es wurden B und B' zusammen mit einem Quadrantenpaar des Elektrometers verbunden Im übrigen wurden die Messungen folgendermassen ausgeführt:

Das Gefäss D wurde bis zu einem gewissen Druck evakuiert, A auf 50 Volt + oder — geladen. Nun wurde, wie oben, zunächst ohne Magnetfeld der Elektrometerausschlag gemessen, wenn die Röntgenstrahlen wirkten; hierauf erregte ich den Magnet mit 12 Ampère und machte unter sonst unveränderten Verhältnissen nochmals eine Messung. Dieselben Messungen wurden bei verschiedenen Drucken wiederholt. Das Magnetfeld betrug zwischen den Polschuhen bei 12 Ampère etwa 600 C. G. S. Einheiten, wie ich mit einer Bifilarspule feststellte. Trotz des grossen Abstandes der Polschuhe, er betrug nahezu 6 cm, war das Feld doch recht homogen. Dies wurde durch die lamellare Zusammensetzung der Polschuhe erreicht.

Die folgende Tabelle zeigt die Resultate, die ich bei verschiedenen Drucken in der oben angegebenen Weise erhielt.

Tabelle 14.

	Druck in mm	Spannung 50 Volt an A	Elektrometerausschlag ohne Magnetfeld	Elektrometerausschlag mit Magnetfeld
	1	+	10	26
		—	15	0,5
	2	+	20	51
		—	30	4
	4	+	37	91
		—	53	22
	8	+	68	150
		—	87	71
Kapazität neben Quadranten geschaltet, da Ausschläge zu gross.	8	+	10	24
		—	15	12
	16	+	16	31
		—	23	23
	32	+	25	40
		—	32	36
	64	+	32	45
		—	39	47
	128	+	40	47
		—	47	53
	260	+	57	61
		—	60	65
	520	+	98	107
		—	100	108

Von 8 mm Druck an wurde der Elektrode BB' ein Glimmerkondensator parallel geschaltet, da die Elektrometer-Ausschläge eine für die Ablesung unbequeme Grösse annahmen. Wie die Kontrollzahlen zeigen, ändert das Einschalten der Kapazität am Resultat nichts.

Zunächst zeigen nun die obigen Werte, dass ohne Magnetfeld bei negativer Spannung an A die Stromstärke grösser ist, als bei positiver. Diese Erscheinung habe ich

schon oben erklärt, sie findet sich auch in der Tabelle 12 und 13. Neu sind hier die merkwürdigen Werte der Stromstärke bei wirkendem Magnetfeld. Bei 1 mm Druck ist der die Stromstärke repräsentierende Elektrometerausschlag bei positiver Spannung an A in 20 sec. gleich 26 Skalenteilen, bei negativer Spannung in derselben Zeit 0,5 Skalenteilen, also fast 0. Wie die Zahlen zeigen, nimmt der Unterschied zwischen der Stromstärke bei positiver und negativer Ladung von A mit zunehmendem Druck ab, aber selbst bei 32 mm Hg ist er noch deutlich wahrnehmbar. Ich habe früher die Erscheinungen der unselbständigen Strömung bei niederen Drucken durch die Annahme positiver und negativer Teilchen von verschiedener Grössenordnung erklärt; dieselbe Erklärung führt auch hier zum Ziel.

Mittelst der Fig. 9 ist dies leicht zu zeigen. Ist durch die Röntgenstrahlen das Gas zwischen den Elektroden A und BB' ionisiert und liegt an A eine negative Spannung, so wandern die negativen Teilchen in der Richtung von A nach BB', die positiven in umgekehrter. Wirkt nun ein Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht zu denen des elektrischen Feldes stehen, so werden die Teilchen aus ihren Bahnen abgelenkt, doch ist diese Ablenkung sehr gering, wenn wir die Teilchen von der Grössenordnung der Atom- oder Molionen annehmen. Nehmen wir dagegen an, dass die negativen Ionen von der Grössenordnung der Elektronen sind, so werden sie von dem angewandten Felde stark abgelenkt, sie gelangen teilweise nicht mehr nach BB', die Stromstärke mit Magnetfeld wird kleiner. Liegt an A eine positive Spannung, so wandern die positiven Ionen von A nach BB' und diese werden infolge ihrer Grösse nur sehr wenig abgelenkt; das Magnetfeld wirkt nicht schwächend auf die Stromstärke ein. Die Tatsache, dass in diesem Falle die Stromstärke sogar grösser wird, werde ich später erklären.

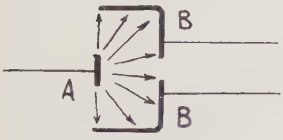


Fig. 9.

Ich setze nun voraus, dass die negativen Teilchen Elektronen sind und will an der Hand der Bewegungsgleichungen des fliegenden Elektrons unter Voraussetzung der bei meinen Versuchen vorliegenden Anfangsbedingungen zeigen, dass die aus ihnen zu berechnenden Resultate mit den beobachteten übereinstimmen.

Theorie.

Die allgemeinen Bewegungsgleichungen des Elektrons für die Ebene lauten:

1. $$m\frac{d^2x}{dt^2} = e\mathfrak{E}_x - ek\frac{dx}{dt} + \mathfrak{H}e\frac{dy}{dt}$$

2. $$m\frac{d^2y}{dt^2} = e\mathfrak{E}_y - ek\frac{dy}{dt} - \mathfrak{H}e\frac{dx}{dt}$$

Um die Gleichungen auf eine integrierbare Form zu bringen, wird $\frac{dy}{dt}$ aus 1 ausgerechnet, $\frac{d^2y}{dt^2}$ gebildet, und die beiden Werte in 2 eingesetzt. Die entstehende Differentialgleichung enthält dann nur noch Differentialquotienten von x nach t.

Es ist also:

3. $$\frac{dy}{dt} = \frac{m}{e\mathfrak{H}}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{\mathfrak{H}}\frac{dx}{dt} - \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}$$

4. $$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{m}{e\mathfrak{H}}\frac{d^3x}{dt^3} + \frac{k}{\mathfrak{H}}\frac{d^2x}{dt^2}$$

In 2 eingesetzt:

5. $$\frac{m}{e\mathfrak{H}}\frac{d^3x}{dt^3} + \frac{k}{\mathfrak{H}}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{ek}{m}\left(\frac{m}{e\mathfrak{H}}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{\mathfrak{H}}\frac{dx}{dt} - \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}\right) = \frac{e}{m}\mathfrak{E}_y - \frac{e}{m}\mathfrak{H}\frac{dx}{dt}$$

geordnet:

$$6.\qquad \frac{d^3x}{dt^3}+2\frac{e}{m}k\frac{d^2x}{dt^2}+\left(\frac{e}{m}\right)^2\left(\mathfrak{H}^2+k^2\right)\frac{dx}{dt} = \left(\frac{e}{m}\right)^2\left(k\,\mathfrak{E}_x+\mathfrak{H}\,\mathfrak{E}_y\right)$$

Setzt man nun noch $\frac{dx}{dt}=v$, so wird

$$7.\qquad \frac{d^2v}{dt^2}+2\frac{e}{m}k\frac{dv}{dt}+\left(\frac{e}{m}\right)^2\left(\mathfrak{H}^2+k^2\right)v=\left(\frac{e}{m}\right)^2 \left(k\,\mathfrak{E}_x+\mathfrak{H}\,\mathfrak{E}_y\right)$$

eine Differentialgleichung 2. Ordnung mit zweitem Glied, die nach der Methode der Variation der Konstanten zu integrieren ist. Das allgemeine Integral dieser Gleichung ist:

$$8.\qquad v=v_1\int\frac{v_2C}{v_2\frac{dv_1}{dt}-v_1\frac{dv_2}{dt}}dt+v_2\int\frac{v_1C}{v_1\frac{dv_2}{dt}-v_2\frac{dv_1}{dt}}dt + c_1v_1+c_2v_2$$

Hierin bedeutet C die rechte Seite der Gleichung 7, c_1 und c_2 sind Integrationskonstanten, während v_1 und v_2 die partikulären Integrale der zu 7 gehörenden homogenen Differentialgleichung

$$9.\qquad \frac{d^2v}{dt^2}+2\frac{e}{m}k\frac{dv}{dt}+\left(\frac{e}{m}\right)^2\left(\mathfrak{H}^2+k^2\right)v=0$$

sind. Ist $v=e^{\lambda t}$ ein Integral dieser Gleichung, so wird

$$10.\qquad \lambda^2+2\frac{e}{m}k\lambda+\left(\frac{e}{m}\right)^2\left(\mathfrak{H}^2+k^2\right)=0$$

$$11.\qquad \begin{cases} \text{und} & \lambda_1=-\frac{e}{m}k+i\frac{e}{m}\mathfrak{H}=-p+iq \\ & \lambda_2=-\frac{e}{m}k-i\frac{e}{m}\mathfrak{H}=-p-iq \end{cases}$$

also

$$v'_1=e^{(-p+iq)t} \qquad v'_2=e^{(-p-iq)t}$$

Es ist nun sowohl $v'_1 + v'_2$ als auch $v'_1 - v'_2$ ein Integral. Unter Anwendung der Moivre'schen Formeln und Trennung von reel und imaginär erhält man:

12.
$$\begin{cases} v_1 = e^{-pt} \sin qt \\ v_2 = e^{-pt} \cos qt \end{cases}$$

13.
$$\begin{cases} \frac{dv_1}{dt} = -pe^{-pt} \sin qt + qe^{-pt} \cos qt \\ \frac{dv_2}{dt} = -pe^{-pt} \cos vt - qe^{-pt} \sin qt \end{cases}$$

Diese Werte sind in 8 einzusetzen.

Nach einer einfachen Zwischenrechnung erhält man als allgemeines Integral von 7

14. $$v = \frac{Cq}{q(p^2+q^2)} + c_1 v_1 + c_2 v_2 = \frac{C}{p^2+q^2} + c_1 e^{-pt} \sin qt + c_2 e^{-pt} \cos qt$$

Gemäss $v = \frac{dx}{dt}$ ist diese Gleichung nochmals zu integrieren. Es wird schliesslich das allgemeine Integral

15. $$x = \mathfrak{A}_1 e^{-pt} \sin qt + \mathfrak{A}_2 e^{-pt} \cos qt + \frac{C}{p^2+q^2} t + A'$$

oder:

16. $$x = e^{-k\frac{e}{m}t} \left(\mathfrak{A}_1 \sin \mathfrak{H} \frac{e}{m} t + \mathfrak{A}_2 \cos \mathfrak{H} \frac{e}{m} t \right) + At + A'$$

Da die Gleichungen 1 und 2 in ganz gleicher Weise gebildet sind, so erhält man für y einen ähnlichen Wert, nämlich:

17. $$y = e^{-k\frac{e}{m}t} \left(-\mathfrak{A}_2 \sin \mathfrak{H} \frac{e}{m} t + \mathfrak{A}_1 \cos \mathfrak{H} \frac{e}{m} t \right) + Bt + B'$$

Die Konstanten der Gleichungen 16 und 17 sind leicht unter Zuhülfenahme von $\frac{dx}{dt}$ und $\frac{dy}{dt}$ aus den Anfangsbedingungen $t = 0$, $x = x_0$, $y = y_0$, $\frac{dx}{dt} = v_{x_0}$, $\frac{dy}{dt} = v_{y_0}$ zu bestimmen.

Es ergibt sich:

$$18.\quad \begin{cases} A' = x_0 - \mathfrak{A}_2, \qquad B' = y_0 - \mathfrak{A}_1 \\ A = \dfrac{k\,\mathfrak{E}_x + \mathfrak{H}\,\mathfrak{E}_y}{\mathfrak{H}^2 + k^2}, \qquad B = \dfrac{k\,\mathfrak{E}_y - \mathfrak{H}\,\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}^2 + k^2} \\ \mathfrak{A}_1 = \dfrac{\mathfrak{H}\,(-A + v_{x_0}) + k\,(B - v_{y_0})}{\frac{e}{m}\,(\mathfrak{H}^2 + k^2)} \\ \mathfrak{A}_2 = \dfrac{k\,(A - v_{x_0}) + \mathfrak{H}\,(B - v_{y_0})}{\frac{e}{m}\,(\mathfrak{H}^2 + k^2)} \end{cases}$$

Aus 16 und 17 ist nun die Bahngleichung zu bestimmen.

Es war:

$$x = e^{-k\frac{e}{m}t}\left(\mathfrak{A}_1 \sin \mathfrak{H}\frac{e}{m}t + \mathfrak{A}_2 \cos \mathfrak{H}\frac{e}{m}t\right) + At + A'$$

$$y = e^{-k\frac{e}{m}t}\left(-\mathfrak{A}_2 \sin \mathfrak{H}\frac{e}{m}t + \mathfrak{A}_1 \cos \mathfrak{H}\frac{e}{m}t\right) + Bt + B'$$

Quadriert und anders geordnet:

$$19.\quad \begin{cases} (x - At - A')^2 = e^{-2k\frac{e}{m}t}\,\mathfrak{A}_1^2 \sin^2 \mathfrak{H}\frac{e}{m}t + e^{-2k\frac{e}{m}t}\mathfrak{A}_2^2 \\ \qquad \cos^2 \mathfrak{H}\frac{e}{m}t + 2e^{-2k\frac{e}{m}t}\,\mathfrak{A}_1\mathfrak{A}_2 \sin \ldots \cos \ldots \\ (y - Bt - B')^2 = e^{-2k\frac{e}{m}t}\,\mathfrak{A}_2^2 \sin^2 \mathfrak{H}\frac{e}{m}t + e^{-2k\frac{e}{m}t}\mathfrak{A}_1^2 \\ \qquad \cos^2 \mathfrak{H}\frac{e}{m}t - 2e^{-2k\frac{e}{m}t}\,\mathfrak{A}_1\mathfrak{A}_2 \sin \ldots \cos \ldots \end{cases}$$

addiert:

$$20.\quad [x - (A' + At)]^2 + [y - (B' + Bt)]^2 = e^{-2k\frac{e}{m}t}\,(\mathfrak{A}_1^2 + \mathfrak{A}_2^2)$$

Zunächst wird die Reibungskraft k vernachlässigt. Ferner sei nur ein elektrisches Feld in der x Richtung vorhanden, also $\mathfrak{E}_y = 0$, und das Koordinatensystem werde so gelegt, das x_0 und y_0 verschwinden. Die Konstanten

erhalten unter diesen Voraussetzungen die folgenden Werte:

$$A = 0, \qquad B = -\frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}$$

$$\mathfrak{A}_1 = \frac{v_{x_0}}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}}, \qquad \mathfrak{A}_2 = \frac{B - v_{y_0}}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}}$$

$$A' = -\mathfrak{A}_2, \qquad B' = -\mathfrak{A}_1.$$

Unter Berücksichtigung der experimentellen Anordnung lässt sich nun noch eine Vereinfachung vornehmen. Die Elektronen werden von den Röntgenstrahlen aus ihrem Neutralverbande los gelöst. Nun kann einmal der Impuls, den die Strahlen dem Elektron erteilen, so gross sein, dass es gerade aus dem Neutralverbande gelöst wird, aber keine Anfangsgeschwindigkeit besitzt.

Zweitens ist der Fall möglich, das der Impuls das Elektron löst und ihm noch eine Anfangsgeschwindigkeit erteilt. Diese Anfangsgeschwindigkeit ist nun aber durchschnittlich sicher so klein, dass sie gegen 10^{10} zu vernachlässigen ist. Berücksichtigen wir dies, so werden die Konstanten:

$$21. \quad \begin{cases} \mathfrak{A}_1 = 0, & \mathfrak{A}_2 = \dfrac{B}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}} = -\dfrac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2} \\ A = 0, & B = -\dfrac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}} \\ A' = -\dfrac{B}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}} = \dfrac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2} & B' = 0, \end{cases}$$

und die Bahngleichung 20 geht über in:

$$22. \quad \left(x - \frac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2}\right)^2 + \left(y + \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}t\right)^2 = \frac{\mathfrak{E}_x^2}{\left(\frac{e}{m}\right)^2\mathfrak{H}^4} = R^2$$

Dies ist die Gleichung eines Kreises, dessen Mittelpunkt sich mit der gleichförmigen Geschwindigkeit $-\frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}$ in der negativen y-Axe fortbewegt. Eine derartige Bahn heisst

bekanntlich eine Cykloide und zwar liegt hier die gemeine Cykloide vor, wie man aus der Gleichung ersehen kann.[1]) Die Berechnung der Bahngeschwindigkeit bestätigt dies. Es folgt aus 16 und 17 unter Berücksichtigung von 21.

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}} \sin \mathfrak{H} \frac{e}{m} t$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}} \cos \mathfrak{H} \frac{e}{m} t - \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}$$

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = 2\left(\frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}\right)^2 - 2\left(\frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}\right)^2 \cos \mathfrak{H} \frac{e}{m} t$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}} \sqrt{2\left(1 - \cos \mathfrak{H} \tfrac{e}{m} t\right)}$$

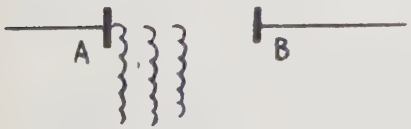
Die Bahngeschwindigkeit schwankt also zwischen $2 \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}$ und 0 und dieses Durchlaufen der 0 ist ja ein Attribut der gemeinen Cykloide.

An der Hand dieser Berechnungen sind nun die experimentellen Daten leicht zu erklären. Nehmen wir an, zwischen den gleichen Elektroden A und B liege eine Potentialdifferenz und zwar sei A negativ geladen.

Fig. 9.

Werden nun durch einen Ionisator zwischen ihnen Ionen erzeugt, so wandern die positiven in der Richtung von B nach A, die negativen den Kraftlinien folgend von A nach B. Erregen wir jetzt ein magnetisches Feld senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien, so werden die negativen Teilchen, falls es Elektronen sind, gemäss der obigen Gleichung abgelenkt. Sie beschreiben dann von dem Punkte aus, an dem sie entstehen, Bahnen, wie Fig. 10 zeigt; nach B gelangen keine mehr.

Fig. 10.



[1]) Riecke, Wiedemanns Ann. 4. 1901, pag. 378.

Etwas komplizierter ist die Bahn bei der Form der Platten, die ich bei meinen Versuchen verwandte. Die Form der Platten, sowie den Verlauf der Kraftlinien zeigt Fig. 11.

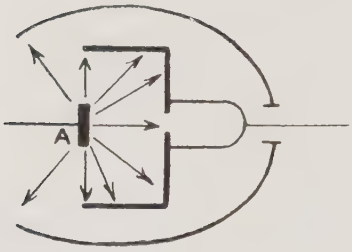


Fig. 11.

Wirkt kein Magnetfeld, so folgen die Elektronen auch hier den Kraftlinien, bei erregtem Felde bewegen sie sich auf Cykloiden, die überall zu der Richtung der elektrischen Kraftlinien senkrecht stehen, die sich also um die Elektrode A herumschlingen (Fig. 12). Es bleibt mir nun noch übrig, nachzuweisen, dass die negativen Teilchen wirklich Elektronen sind. Zu diesem Zweck will ich den Radius des rollenden Kreises (Gleichung 22) ausrechnen. Es ist

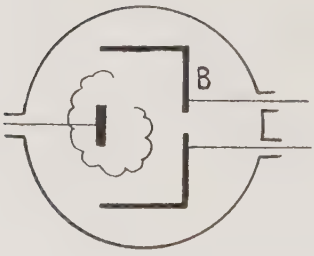


Fig. 12.

$$R = \frac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2}$$

$\mathfrak{E}_x$ war bei meinen Versuchen 50 Volt, also $= 5 \cdot 10^9$ c.g.s. $\mathfrak{H} = 600$ cgs und es ist $\frac{e}{m}$ für Elektronen $= 2 \cdot 10^7$, folglich

$$R = \frac{5 \cdot 10^9}{2 \cdot 10^7 \cdot 36 \cdot 10^4} = 0{,}7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

d. h. etwa $\frac{1}{100}$ mm.

Ich nehme nun an, die negativen Teilchen seien keine Elektronen, sondern etwa von der Grösse der elektrolytischen Wasserstoffionen. Für diese gilt $\frac{e}{m} = 9{,}5 \cdot 10^3$ und

$$R = 1{,}5 \text{ cm}.$$

Da nun der Abstand AB nur etwa 2 cm betrug, so würde in dem Fall R = 1,5 cm die Cykloide, auf der das

negative Teilchen sich bewegt, stets die Elektrode B berühren, eine Schwächung des Stromes also nicht möglich sein.

Hiermit scheint mir bewiesen, dass die negativen Teilchen tatsächlich Elektronen sind.

Diese letztere Betrachtung gibt auch zugleich die Erklärung dafür, dass bei positiver Spannung an A eine Schwächung des Stromes nicht stattfindet.

Ja noch mehr. Die Zahlen der Tabelle 14 zeigen für positive Spannung an A eine Vergrösserung der Stromstärke bei wirkendem Magnetfeld. Bei 1 mm Hg ist ohne Magnetfeld die Stromstärke = 10, mit Feld = 20. Auch diese Erscheinung ist durch die merkwürdige Bahn des Elektrons zu erklären. Das fliegende Elektron hat bekanntlich vermöge seiner kinetischen Energie die Eigenschaft beim Auftreffen auf neutrale Moleküle, diese in Ionen zu zerspalten. Nun ist bei meinen Versuchen ohne Magnetfeld der Weg, den das Elektron zurücklegt, verhältnismässig kurz, es hat auf dieser Strecke wenig Gelegenheit durch Anstoss an neutrale Moleküle neue Ionen zu bilden. Anders, wenn das magnetische Feld wirkt; der Weg wird ganz beträchtlich länger, die Möglichkeit, durch Spaltung neutraler Moleküle Ionen zu bilden, wächst mit der Weglänge, die Stromstärke steigt. Natürlich wird durch das Magnetfeld nur bei positiver Spannung an A die Stromstärke erhöht, denn bei negativer Spannung werden ja sämtliche Elektronen, auch die durch Stoss neugebildeten, auf der oben beschriebenen Cykloide abgelenkt und können nicht nach B gelangen.

Zum Schluss dieses Abschnittes möchte ich noch einige Messungen mit den einzelnen Platten anführen, die zwar nichts wesentlich Neues bieten, aber genauer wie die Messungen der Gesamtstromstärke anzeigen, bis zu welchen Drucken noch freie Elektronen in grosser Zahl vorhanden sind. Anstatt wie oben B und B' (Fig. 7 a) zusammen mit einem Quadrantenpaar des Elektrometers zu verbinden, wurde einmal B' mit dem Quadrantenpaar verbunden, während B geerdet war, sodann wurden B und B' vertauscht und wiederum

gemessen d. h. es wurde einmal gemessen was nach B' gelangte, sodann unter denselben Verhältnissen nach B, ferner wurde das Magnetfeld noch umgekehrt und dieselben Messungen wiederholt.

Bei positiver Spannung an A erhielt B und B' annähernd gleichviel und dies änderte sich nicht, wenn das Magnetfeld kommutiert wurde. Bei negativer Spannung war, wie zu erwarten, ein beträchtlicher Unterschied zu bemerken. Die Zahlen zeigt Tabelle 15.

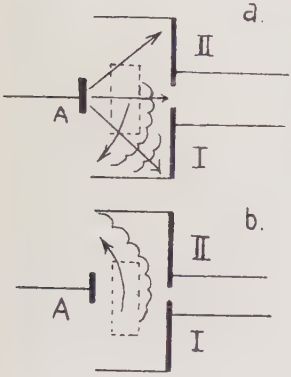
Ich habe die Platten mit I und II bezeichnet, das Magnetfeld der einen Richtung mit + das entgegengesetzte mit —. Das Magnetfeld hatte bei diesen Messungen nicht ganz 900 cgs; doch genügt eine weit geringere Stärke.

Tabelle 15. (Spannung 50 Volt —.)

Druck in D mm	Platte	Elektrometer-Ausschlag			
		Ohne Feld	Mit Magnetfeld		
			+	—	
4	I	32	6	5	Ohne Kapazität
	II	30	3	6	
16	I	80	50	20	
	II	74	13	54	
16	I	12	7	3	Kapazität neben Quadranten geschaltet.
	II	12	2	7	
32	I	18	19	8	
	II	18	6	20	
64	I	22	27	20	
	II	19	12	25	
128	I	29	30	29	
	II	25	22	26	

Zunächst ist auch hier wieder die starke Schwächung des Stromes durch das Magnetfeld zu sehen. Bei 4 mm Druck bekommt I ohne Feld 32 mit Feld 6 u. s. f. Sodann wird noch ein Unterschied durch die Richtung des Feldes hervorgerufen. Bei Magnetfeld + bekommt I 6, II 3, wird das Feld kommutiert, so erhält II mehr als I. Diese Erscheinung ist sofort auch durch die verschiedene Richtung der Bahn in den beiden Fällen zu erklären.

Fig. 13.



In einem Falle ist die Richtung der Cykloide die des Pfeils der Fig. 13 a. Es entsteht an I eine Anhäufung von Elektronen.

Im andern Falle läuft die Cykloide entgegengesetzt.

Fig. 13 b. II bekommt mehr.

Ich möchte jetzt kurz die Resultate dieses Abschnittes zusammenfassen:

Durch Röntgenstrahlen werden in einem Gase Elektronen erzeugt. Sicher nachgewiesen ist dieser Vorgang, wie Tabelle 15 zeigt, bis mindestens 64 mm. Ferner ist aus der Tabelle 15 zu ersehen, dass mit zunehmendem Druck der Unterschied zwischen den Platten I und II immer geringer wird. Dies spricht dafür, dass die von den Röntgenstrahlen zunächst abgespaltenen Elektronen sich an neutrale Moleküle anlagern und dadurch weniger ablenkbar werden. Zweifellos ist bei Atmosphärendruck der Vorgang derselbe. Schliesslich gibt Tabelle 15 auch Aufschluss über die Giltigkeitsgrenzen des Ohm'schen Gesetzes. Sie zeigt, dass das Ohm'sche Gesetz bei 64 mm sicher nicht mehr gilt; doch geht man auch nicht zu weit, wenn man das Ohm'sche Gesetz unterhalb 100 mm für ungiltig erklärt.

Ich möchte nun noch eine Vermutung aussprechen, auf die mich diese Versuche gebracht haben. Es sind von verschiedenen Seiten bei Atmosphärendruck und geringen

Verdünnungen Messungen über die spezifischen Ionengeschwindigkeiten gemacht worden. Es wurde stets die negative grösser gefunden als die positive. Ich vermute nun, dass dieser Unterschied hervorgerufen wird durch eine kleine Anzahl freier Elektronen, die infolge ihrer grossen Geschwindigkeit, die Geschwindigkeit der Molionen grösser erscheinen lassen.

V. Abschnitt.

Experimentelle Darstellung der Cykloidenbahnen von Elektronen.

Um die Cykloidenbahn eines Elektrons im magnetischen und elektrischen Felde dem Auge sichtbar zu machen, braucht man ein Kathodenstrahlbündel, wie es von einer guten Kathodenstrahlröhre geliefert wird. Dieses Bündel lässt man in das elektrische und magnetische Feld eintreten und erhält dann eine Bahn, die durch einen Fluoreszensschirm zu verfolgen ist. Zu bedenken ist bei der Verwendung des Kathodenstrahlbündels, dass die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen nicht mehr zu vernachlässigen ist. Die Reibung kann man dagegen durch genügende Höhe des Vakuums beliebig klein machen. Wir haben also zur Aufstellung der Bahngleichung folgende Anfangsbedingungen:

$$k = 0, \quad \mathfrak{E}_x \gtrless 0, \quad \mathfrak{E}_y = 0, \quad v_{x_0} \gtrless 0, \quad v_{y_0} = 0,$$
$$x_0 = 0, \quad y_0 = 0.$$

Unter Berücksichtigung von 18 gibt dies die Konstanten:

$$A = 0, \qquad B = \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}},$$

$$\mathfrak{A}_1 = \frac{v_{x_0}}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}}, \qquad \mathfrak{A}_2 = -\frac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2},$$

$$A' = \frac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2}, \qquad B' = -\frac{v_{x_0}}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}},$$

und 20 geht über in:

$$\left(x - \frac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2}\right)^2 + \left(y + \frac{v_{x_0}}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}} + \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{H}}t\right)^2 = \left(\frac{v_{x_0}}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}}\right)^2 + \left(\frac{\mathfrak{E}_x}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}^2}\right)^2$$

Dies ist ebenfalls die Gleichung einer Cykloide von folgender Form:

Es kommt nun darauf an, handliche Werte für den Radius zu bekommen. Nimmt man für v_{x_0} etwa 10^9 an, für $\mathfrak{H}$ 10^2, so wird

$$\frac{v_{x_0}}{\frac{e}{m}\mathfrak{H}} = \frac{1}{2} \text{ cm.}$$

Sorgt man nun dafür, dass $\mathfrak{E}_x$ einige Tausend Volt wird, so hat der Kreis einen Radius von etwa $1^1/_2$ cm und die Cykloide gut beobachtbare Dimensionen.

Die benutzte Röhre zeigt Fig. 14.

B war die Kathodenstrahlröhre. Die Kathodenstrahlen gelangten von K aus durch das eingeschmolzene Platinröhrchen A, das als Anode diente, in die Beobachtungsröhre B'. Die Bahn der Strahlen war vor der Beobachtungsröhre durch die Eisenzylinder E und E' vollkommen magnetisch geschützt. Das elektrische Feld wurde zwischen den 15 mm breiten Messingelektroden G und G' erzeugt. Die Spannung lieferte eine durch Elektromotor angetriebene Influenzmaschine, die durch einen Holzwiderstand kurzgeschlossen war. So konnte man leicht genügend konstante Felder von 1—10000 Volt zwischen G und G' erzeugen. Das Vakuum musste natürlich hierbei in B' sehr hoch sein. Um ein Aluminiumfenster zu vermeiden, wurde das Volumen von B sehr gross genommen, sodass trotz des sehr hohen Vakuums genügend Kathodenstrahlen entstanden. Die Spannung für die Kathodenstrahlröhre wurde einem Induktorium entnommen. Zur Beobachtung des Kathodenstrahlbündels diente der mit Zinksulfid bestrichene Schirm S, der im Rohre F auf Quecksilber schwimmend verschiebbar war. Die Figur ist so zu betrachten, dass das Rohr F senkrecht nach

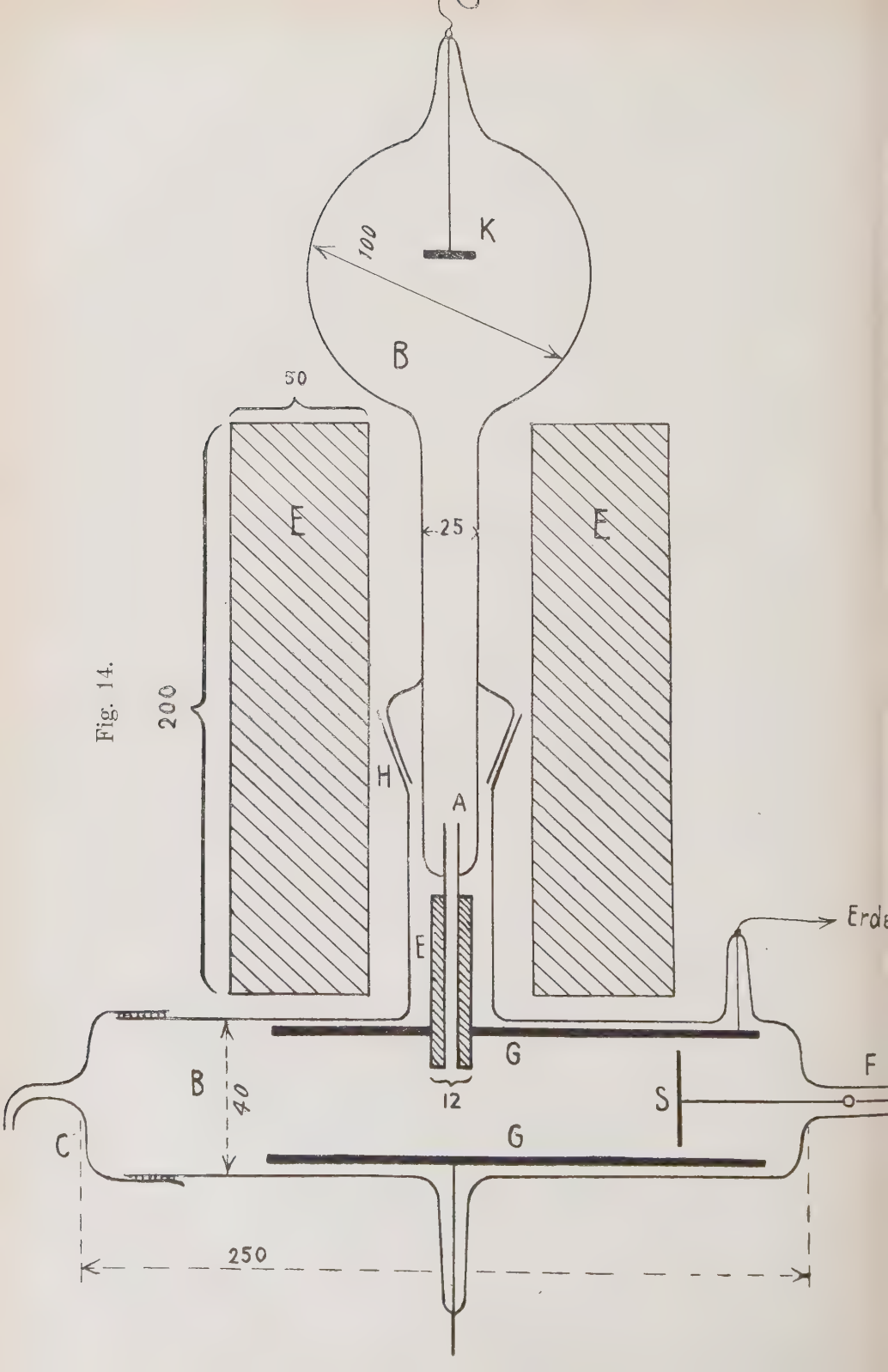
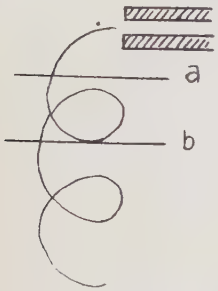


Fig. 14.

unten führt. Die Röhre B' befand sich zwischen den Polschuhen eines grossen Elektromagneten derart, dass die magnetischen Kraftlinien zu den elektrischen senkrecht standen. Liess man Kathodenstrahlen durch A nach B' austreten und das magnetische und elelektrische Feld in der notwendigen Richtung und Stärke wirken, so war folgendes zu beobachten. Befand sich der Schirm S ganz oben unter dem Eisenzylinder E', so zeigte sich ein abgelenkter Kathodenstrahlfleck auf dem linken Rande des Schirmes. Wurde der Schirm gesenkt, so wanderte der Fleck nach rechts, bis etwa zur Mitte, verschwand dann, tauchte aber bei weiterem Senken am linken Rande wieder auf, um wieder zur Mitte zu wandern. Die nebenstehende Figur zeigt, wie diese Erscheinung zu stande kommt.



In der Stellung a erscheint der Fleck links, wird der Schirm gesenkt, so wandert der Fleck nach rechts bis zur Stellung b, darauf verschwindet er, um links wieder zu erscheinen. Im Übrigen bleibt der Fleck nicht ganz scharf; er verbreitert sich offenbar infolge der Inhomogenität des elektrischen Feldes, die bei dem hohen Vakuum noch durch Wandladungen unterstützt wird.

Vorliegende Arbeit wurde auf Veranlassung des Herrn Professor Dr. Wien im physikalischen Institut der Universität Würzburg ausgeführt.

Auch an dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Wien für die Anregung und das Interesse, das er stets meiner Arbeit entgegenbrachte, meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Lebenslauf.

Am 17. Okt. 1879 wurde ich, August Julius Herweg zu Helmstedt im Herzogtum Braunschweig als Sohn des Privatmanns Karl Herweg und seiner Gemahlin Marie, geb. Holle geboren. Meine Konfession ist evangelisch-lutherisch. Vom Oktober 1886 an besuchte ich die Knabenschule meiner Vaterstadt, später das dortige herzogliche Gymnasium, das ich Ostern 1899 mit dem Zeugnis der Reife verliess. Dann studierte ich ein Semester in Göttingen, genügte meiner Dienstpflicht in Wolfenbüttel und setzte darauf meine Studien in Berlin und Würzburg fort.

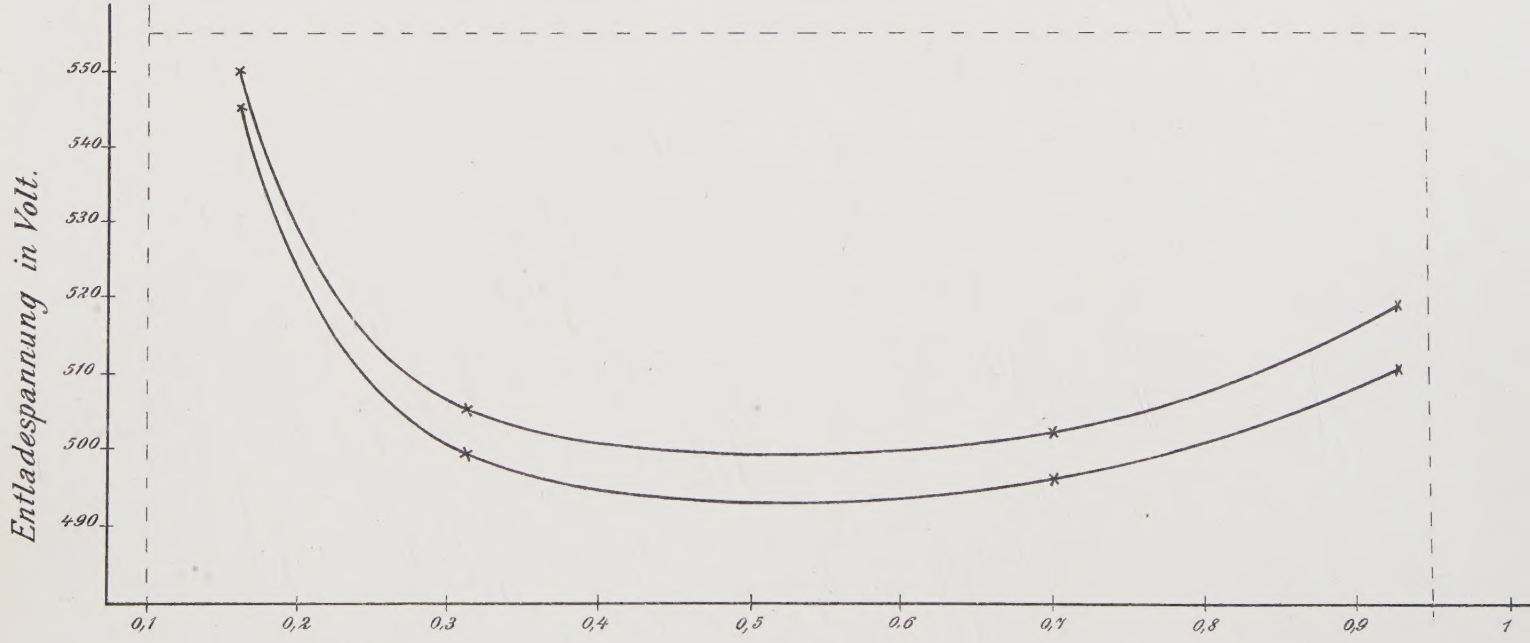
Während dieser Zeit besuchte ich die Vorlesungen und Praktika folgender Herren Dozenten:

In Göttingen: Bürger, Hilbert, Liebisch, Riecke, Schilling.

In Berlin: Blasius, Frobenius, Knoblauch, Krigar-Menzel, Landau, Markwald, Schwarz, Starke, Warburg.

In Würzburg: Cantor, Des Coudres, Hantzsch, Harms, Prym, Selling, Seitz, Tafel, Voss, Wien.

Allen diesen meinen hochverehrten Lehrern möchte ich an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aussprechen.


Entladespannung in Volt.
550
540
530
520
510
500
490
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1

Tafel I.